Untersuchung
der
Laufradverluste eines einstufigen Turbogebläses

Von der
Technischen Hochschule zu Breslau
zur
Erlangung der Würde eines Doktor-Ingenieurs
genehmigte

Dissertation

Vorgelegt von

Dipl.-Ing. Erwin Niederschuh
aus Breslau

Referent:
Prof. Dr.-Ing. H. Baer

Korreferent:
Prof. R. Krauss

Tag der mündlichen Prüfung: 23. Juli 1934

Die vorliegende Arbeit erschien in der Zeitschrift „Die Wärme", 58. Jahrgang (1935), Nummer 3 und 4, im Verlag Buch- und Tiefdruck Gesellschaft m. b. H., Berlin SW 19

Das Original der hier gekürzten Wiedergabe meiner von der Technischen Hochschule Breslau genehmigten Doktordissertation liegt in der Technischen Hochschule Breslau aus

Druck: Buch- und Tiefdruck Gesellschaft m. b. H., Berlin SW 19

Einleitung

Bei der Energieumsetzung in einem Turbokompressor tritt eine Reihe von Verlusten auf, die in den ungünstigen thermodynamischen Verhältnissen ihre Ursache finden. Die bei tieferer Temperatur erzeugte Reibungswärme muß auf ein höheres Temperaturniveau gebracht werden, wozu Arbeit notwendig ist. Der Verlust ist also größer als die Reibungsarbeit.

Neben der Reibung treten Verluste auf, die dadurch hervorgerufen werden, daß die Kanalquerschnitte sehr groß sind. Dazu kommt noch, daß die Querschnittsform sich vom Eintritt des Gases in das Laufrad bis zum Austritt aus demselben durch axiale Verengung und durch radiale Verbreiterung des Kanals ändert. Die Folge davon ist, daß der Kanal nicht immer voll ausgefüllt ist, der Gasstrahl sich also von der Wand ablöst.

Der Zweck der vorliegenden Arbeit ist es nun, alle Verluste vom Eintritt der Luft in das Laufrad bis zum Austritt aus dem Laufrade versuchstechnisch zu bestimmen und sie ähnlich wie die im Laufrad einer Dampfturbine ermittelten Verluste in der Geschwindigkeitszahl ψ zusammenzufassen.

Es ist mir eine angenehme Pflicht, in erster Linie Herrn Prof. Dr.-Ing. H. Baer zu danken für die Ueberlassung der Versuchseinrichtung und für das Vertrauen, das er mir bei der Durchführung der Versuche stets entgegenbrachte. Ferner gebührt mein Dank der I. G. Farben, die mir durch freundliche Vermittlung von Herrn Dr.-Ing. W. Schiller eine Normblende 1930 mit zwei Einsätzen für die Untersuchung überließ. Weiter danke ich allen Herren, die mich bei den zahlreichen Ablesungen hilfreich unterstützten.

Der Versuchsstand

Die Untersuchung wurde in den Jahren 1932 und 1933 im Maschinenlaboratorium der Technischen Hochschule Breslau an einem einstufigen Turbogebläse (7200 m³/h bei $n = 3000$ U/min und 1500 mm W.-S. Ueberdruck) der Firma Carl Enke, Schkeuditz, ausgeführt. Das Laufrad ist freifliegend ausgebildet und besitzt zehn rückwärts gekrümmte Schaufeln ($\beta_1 = 12^\circ 30'$, $\beta_2 = 23^\circ 30'$). An den waagerecht liegenden Druckstutzen schließt sich eine 6 m lange Druckleitung von 400 mm lichter Weite an, in die im Abstand von 4 m vom Druckstutzen eine Blende zur Mengenmessung eingebaut ist. Den Abschluß der Leitung bildet ein Krümmer mit einem Drosselschieber **(Abb. 1)**. Der Antrieb erfolgte durch einen Bergmann-Gleichstrom-Nebenschlußmotor (50 kW bei 220 V), der mit dem Gebläse direkt gekuppelt war.

Entwicklung der Versuchseinrichtung

Bei adiabatischer Kompression in einer Stufe eines Turbokompressors ist für 1 kg Gas die Arbeit $h = i_3' - i_1$ aufzuwenden **(Abb. 2)**. In Wirklichkeit verläuft aber die Kompression nicht adiabatisch, so daß eine um die Verluste größere Arbeit

$$h + AV = h_u = \frac{A}{g}(u_2 c_2' - u_1 c_1') = i_3 - i_1$$

(c_2' und c_1' = Umfangskomponenten der absoluten Geschwindigkeit)

eingeleitet werden muß, um von dem Druck P_1 auf den Druck P_3 zu gelangen. Der Mehraufwand beträgt also

$$AV = h_u - h.$$

Um zu untersuchen, in welchem Zusammenhange die Verluste AV mit den Geschwindigkeiten stehen, ist es notwendig, das Gefälle h_u in das Laufradgefälle h_u' und das Leitradgefälle h_u'' zu zerlegen.

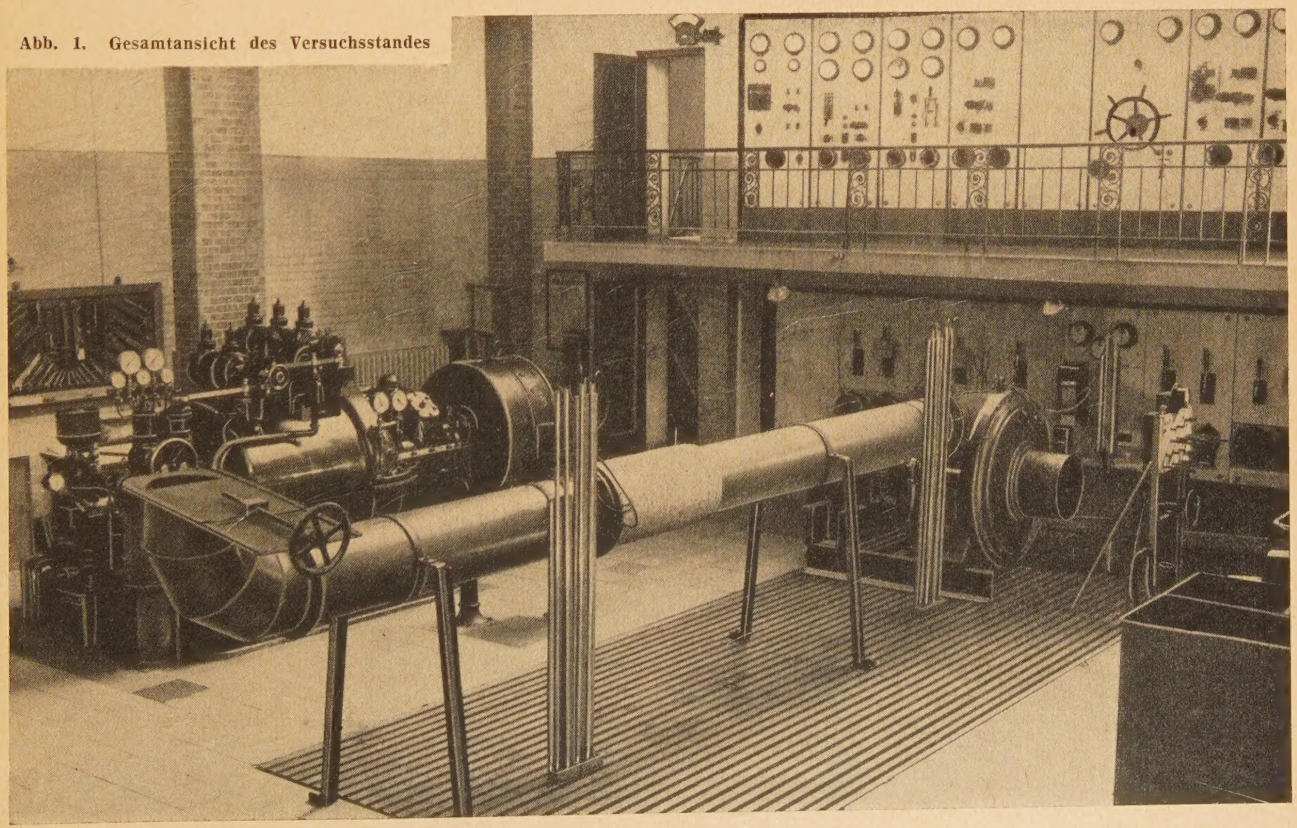

Abb. 1. Gesamtansicht des Versuchsstandes

Durch die Geschwindigkeiten ausgedrückt, ist, wie bekannt,

$$h'_u = \frac{A}{2g}\left[(u_2^2 - u_1^2) - (w_2^2 - w_1^2)\right]$$

$$h''_u = \frac{A}{2g}(c_2^2 - c_1^2),$$

was sich aus den Geschwindigkeitsdreiecken durch Umformung der Arbeitsgleichung ergibt. Die zugehörigen adiabatischen Gefälle und Verluste sind: h', h'', AV' und AV''.

In der vorliegenden Arbeit soll lediglich der Laufradverlust

$$AV' = h'_u - h'$$

behandelt werden. Da derselbe sich auf die Größe der relativen Austrittsgeschwindigkeit auswirkt, muß w_2 kleiner sein als die Geschwindigkeit w_{20} bei verlustfreier Strömung. Es ist

$$w_{20} = \frac{w_2}{\psi} \Big/ \psi < 1$$

$$AV' = \frac{A}{2g}(w_{20}^2 - w_2^2) = \frac{A}{2g} w_2^2 \left(\frac{1}{\psi^2} - 1\right) = \frac{A}{2g} w_2^2 \cdot b.$$

Zur Bestimmung der Verlustzahl ψ ist also die Kenntnis von h'_u und h' erforderlich. Das adiabatische Gefälle h' kann leicht aus dem Druck am Laufradaustritt und dem Ansaugezustand errechnet werden. Nicht so einfach steht es mit der Ermittlung von h'_u. Aus den Abmessungen und der Drehzahl des Laufrades ergeben sich u_2 und u_1. Unter der Annahme, daß die Luft dem Laufrad radial zuströmt, kann w_1 aus Fördermenge, Spaltmenge und Ansaugezustand bestimmt werden. Diese Annahme ist berechtigt, da mittels eines Rauchstrahles eine Vorrotation am Eintritt nicht feststellbar war. Die Hauptschwierigkeit besteht in der Bestimmung der relativen Austrittsgeschwindigkeit w_2, die z. B. aus folgender Beziehung gefunden werden könnte.

Es ist

$$h'_u = \frac{A}{2g}\left[(u_2^2 - u_1^2) - (w_2^2 - w_1^2)\right] = c_p\,(t_2 - t_1);$$

t_2 = Temperatur am Laufradaustritt;

t_1 = Temperatur am Laufradeintritt.

Da aber einerseits die im Laufrad verarbeiteten Gefälle klein sind und anderseits die Genauigkeit in der Ermittlung von $t_2 - t_1$ nicht groß genug ist, wie später noch gezeigt wird, so scheidet diese Methode zur Bestimmung von h'_u von vornherein aus.

Ein zweiter Weg wäre der, durch unmittelbare Geschwindigkeitsmessung die Verluste zu ermitteln; ein Verfahren, das aussichtsreicher erschien und praktisch versucht werden sollte. Lassen sich die absolute Austrittsgeschwindigkeit c_2 und deren Richtung α_2 messen, so kann c_2 in u_2 und w_2 zerlegt werden, woraus sich das Austrittsdreieck und aus w_1 und $u_1 : h'_u$ ergibt.

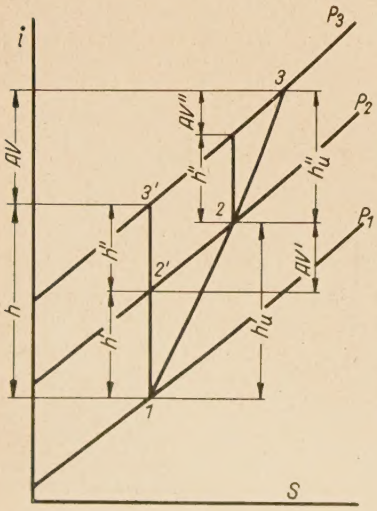

Abb. 2. Gefälleaufteilung im I-S-Diagramm

Die Geschwindigkeit c_2 sollte, wie üblich, mit einem Staugerät bestimmt werden.

Da im vorliegenden Fall Geschwindigkeiten bis 130 m/sek auftraten, durfte die während des Staues stattfindende Aenderung

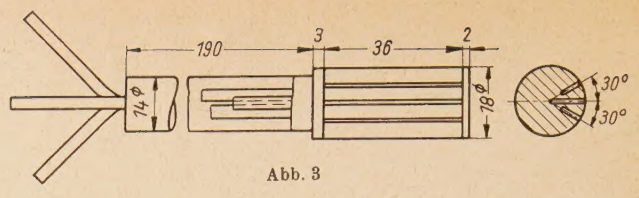

Abb. 3

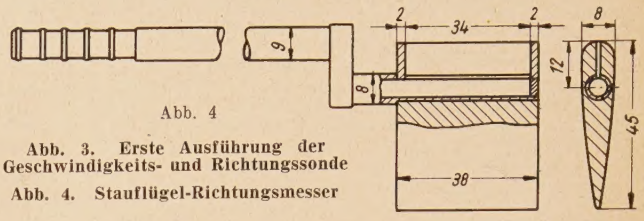

Abb. 4

Abb. 3. Erste Ausführung der Geschwindigkeits- und Richtungssonde

Abb. 4. Stauflügel-Richtungsmesser

des spezifischen Volumens nicht vernachlässigt werden. Es ist

$$\frac{c^2}{2g} = \int_{P_s}^{P_{st}} v\,dP \quad v = \left(\frac{Ps}{P}\right)^{\frac{1}{k}} \cdot v_s.$$

$$c = \sqrt{\frac{2g\,k}{k-1} P_s v_s \left[\left(\frac{P_{st}}{P_s}\right)^{\frac{k-1}{k}} - 1\right]} \quad P_s v_s = R T_s \quad T_s = T_2$$

$$c = 44{,}83 \sqrt{T_2 \left[\left(\frac{P_{st}}{P}\right)^{\frac{k-1}{k}} - 1\right]} \text{ m/sek},$$

P_{st} = Staudruck kg/m²,

P_s = statischer Druck kg/m² = Druck am Laufradaustritt.

Die Ermittlung von c erfordert mithin die Kenntnis von P_{st}, P_s und t_2.

Die zur Bestimmung des Staudruckes häufig verwendeten Staugeräte von Prandtl und Brabbée kamen hier nicht in Frage, da außer dem Staudruck an derselben Stelle noch die Richtung der austretenden Luft gemessen werden sollte und diese Geräte von dem Winkel, den der Luftstrom mit dem Staugerät bildet, in hohem Maße unabhängig sind. Ferner sollte dabei nach Möglichkeit die ganze Laufradbreite erfaßt werden. Um alles in einem Gerät zu vereinigen, wurde die in **Abb. 3** wiedergegebene Sonde entworfen.

Diese Sonde wurde so in den Gehäusedeckel eingebaut, daß sie nur noch um die Spaltweite vom Laufrad entfernt war. Dreht man die Sonde, deren seitliche Schlitze mit je einem Schenkel eines Manometers verbunden sind, bis das Manometer keinen Ausschlag zeigt, so steht der mittlere Schlitz in Strömungsrichtung, und das mit ihm verbundene Manometer zeigt den Staudruck an.

Zur Bestimmung des statischen Druckes am Laufradaustritt wurde am Gehäusedeckel dicht über dem Laufradaustritt eine Bohrung von 8 mm angebracht, in die von innen ein Messingpfropfen, der eine Bohrung von 0,35 mm besaß, eingesetzt war.

Die Temperatur t_2 wurde für die ersten Versuche aus dem geschätzten adiabatischen Wirkungsgrad ermittelt.

Wenige Versuche genügten, um die Unbrauchbarkeit dieser Sonde zur Winkelbestimmung zu beweisen, denn die gemessenen Winkel waren viel zu groß, da infolge des großen Durchmessers der Sonde eine Aufrichtung des Strahles stattfand.

Nachdem sich dieses Meßgerät als unzulänglich erwiesen hatte, wurde zur Bestimmung von Richtung und Größe der Geschwindigkeit der in **Abb. 4** wiedergegebene Stauflügel, der in etwas größerer Form bereits von Faltin in seiner Habilitationsarbeit „Erforschung der Verluste von Dampfturbinenbeschaufelungen" („Wärme", 1933) mit Erfolg benutzt wurde, im Gehäusedeckel eingebaut.

Die Bestimmung der Richtung war hier nicht so einfach, da der Flügel immer in zwei Stellungen gebracht werden

mußte, in denen die Ausschläge am Manometer gleich waren. Die Winkelhalbierende des von diesen Stellungen eingeschlossenen Winkels ergab die Richtung, und aus dem Staudruck in dieser Stellung konnte die Geschwindigkeit ermittelt werden.

Die Eichung des Stauflügels erfolgte an der in **Abb. 5** wiedergegebenen, auch von Faltin benutzten Eichvorrichtung

Am Ende der aus der Abbildung ersichtlichen Rohrleitung, in die eine Meßdüse zur Mengenmessung eingebaut war, befindet sich ein Flansch mit einem Schlitz, der innen gut abgerundet ist, vor dem die zu untersuchenden Meßgeräte mit Hilfe einer Gabel befestigt werden konnten.

Dabei zeigte sich, daß der Stauflügel mindestens um 20°, bezogen auf die Richtung der Austrittsgeschwindigkeit, gedreht werden muß, um eine befriedigende Genauigkeit in der Richtungsbestimmung zu erreichen. Um nun eine große Schwenkung des Flügels zu ermöglichen, mußte er einmal sehr schmal ausgeführt werden, und andererseits durfte der Abstand vom Laufrad nicht zu klein sein. Er betrug 10 mm.

Bei der Ermittlung des Beiwertes ergab sich, daß bei allen untersuchten Geschwindigkeiten bis zu 130 m/sek der Staudruck gleich dem statischen Druck vor dem Meßflansch war. Da kaum anzunehmen ist, daß die Expansion in einem solchen Schlitz adiabatisch vor sich geht, so kann diese Tatsache nur durch den Einfluß der Vorgeschwindigkeit erklärt werden. Ist der Beiwert des Flügels $= 1$, so setzt sich der Staudruck aus dem in dem Schlitz in Geschwindigkeit umgesetzten Gefälle und der Geschwindigkeitshöhe der Vorgeschwindigkeit zusammen. Bezeichnet man die dem adiabatischen und dem wirklichen Gefälle entsprechenden Geschwindigkeiten mit c_0 bzw. c_1, so ergibt sich aus der Auswertung der Versuchsaufnahmen ein mittlerer Geschwindigkeitskoeffizient $\varphi = \frac{c_1}{c_0}$ von 0,983, ein durchaus möglicher Wert, so daß die Annahme von 1 für den Beiwert des Flügels gerechtfertigt ist.

Der Einbau des Flügels erfolgte nicht an derselben Stelle, wo vorher die Sonde war, sondern er wurde am Umfang um 90° versetzt eingebaut, um die Anzeige beider Geräte miteinander vergleichen zu können. Während die Staudrücke des Flügels und der Sonde fast übereinstimmen — die größte Abweichung betrug 1 % —, lieferten sie in der Winkelbestimmung Unterschiede bis zu 10°. Der Unterschied lag darin, daß die Sonde, wie schon erwähnt, zu große und der Stauflügel zu kleine Winkel anzeigte, da infolge des großen Abstandes desselben vom Laufrad der austretende Strahl bereits abgekrümmt war.

Da der Stauflügel also nicht den geforderten Ansprüchen genügte, wurde noch einmal auf die Sonde zurückgegriffen und versucht, sie mit kleinerem Durchmesser (6 mm) auszuführen. Die Durchbildung derselben, insbesondere die Druckentnahme, die hier anders als bei der ersten Sonde erfolgte, geht aus **Abb. 6** hervor.

Um festzustellen, ob nicht etwa eine weitere Verkleinerung des Durchmessers der Sonde andere Winkelmessungen lieferte, wurde noch eine Sonde von 3 mm Durchmesser ausgeführt. Hier war es natürlich unmöglich, drei Schlitze anzubringen. Sie wurde mit nur zwei Schlitzen versehen, um lediglich die Richtung der Austrittsgeschwindigkeit bestimmen zu können. Bei gleicher Fördermenge und Drehzahl stimmten die angezeigten Winkel beider Sonden überein. Zu den nun folgenden Vorversuchen wurde die 6-mm-Sonde benutzt.

Nachdem so eine einwandfreie Winkelmessung gesichert erschien, sollte auch die Temperatur am Laufradaustritt t_2 gemessen werden, während an der Bestimmung

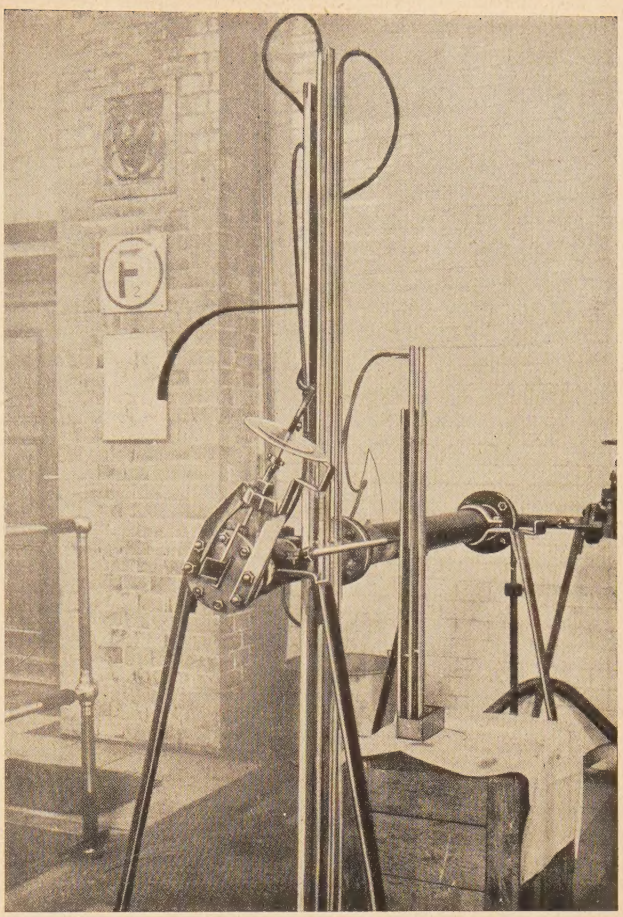

Abb. 5. Versuchsstand zur Eichung der Staugeräte

von P_s nichts geändert wurde. Infolge der hohen Luftgeschwindigkeit schieden Quecksilberthermometer von vornherein aus, weil durch ihr Volumen die Strömung zu stark beeinflußt wird. Für die Vorversuche gelangte ein fünffach hintereinandergeschaltetes Thermoelement (Cu-Konst.) zur Anwendung, um einen guten Mittelwert zu erhalten. Die beiden Elektroden wurden in ein vorn zugespitztes Glasrohr von 4 mm Durchmesser eingeschmolzen, derart, daß die Lötstelle etwa noch 5 mm herausragte. Wenn auch durch diese Ausbildung die Strömung am wenigsten gestört wird, mußte doch der Einfluß, den die Reibung und der Stoß auf die Messung ausüben, bestimmt werden. Da sich bei der Eichung der Meßsonden herausgestellt hatte, daß die Geschwindigkeit in dem dort zur Verwendung gelangten Schlitz und damit auch die Temperatur der ausströmenden Luft berechenbar ist, so konnte an derselben Eichvorrichtung die durch den Stau am Thermoelement hervorgerufene Temperaturerhöhung in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit versuchstechnisch bestimmt werden.

Mit Hilfe dieser Meßeinrichtungen wurden nun bei verschiedenen Drehzahlen und Fördermengen etwa 60 Versuche durchgeführt und aus den Geschwindigkeits- und Winkelmessungen die Austrittsdreiecke aufgezeichnet.

Dabei zeigte sich, daß bei hohen Fördermengen die aus den gemessenen Dreiecken sich ergebenden radialen Austrittsgeschwindigkeiten $c_2''^{\times}$ kleiner waren als die, welche sich aus Fördermenge, Spaltmenge und dem Zustand am Laufradaustritt rechnerisch finden lassen, während der Winkel $\beta_2^{\times}$ der relativen Austrittsgeschwindigkeit größer als der Schaufelwinkel β_2 war. Unabhängig davon, ob $\beta_2^{\times} \lesseqgtr \beta_2$ ist, muß $c_2''^{\times} > c_2''$ sein, da eine Ablösung vorliegt. Zur Kontrolle wurden die Versuche bei höherer Fördermenge noch einmal wiederholt, ohne jedoch ein

anderes Ergebnis zu zeitigen. Es lag daher die Vermutung nahe, daß die Geschwindigkeit über der Laufradbreite nicht gleich ist und die Sonde nicht den Mittelwert anzeigt. Aus diesem Grunde wurde das Meßgerät weiter vervollkommnet, um punktweise an verschiedenen Stellen der Laufradbreite Winkel- und Geschwindigkeitsmessungen vornehmen zu können. **Abb. 7** zeigt die abgeänderte Sonde, die für die Hauptversuche verwendet wurde und die sich von der ersten dadurch unterscheidet, daß sie in Richtung der Gebläseachse verschiebbar ist und statt der Schlitze drei Bohrungen besitzt.

Bemerkt sei hier noch, daß die Sonde zuerst derart dicht über dem Laufrad angeordnet war, daß das Laufrad bisweilen anlief. Ferner wurde in der Nähe der Deckscheibe und der Radscheibe die Messung durch die abfließende Spaltmenge stark beeinflußt. Die Höhersetzung der Sonde um 1,5 mm hatte zwar keine Aenderung in der Winkelanzeige zur Folge, konnte aber den Einfluß des Spaltes nicht ganz ausschalten.

Die nun folgenden Versuche sollten Klarheit darüber bringen, wie verschieden die Geschwindigkeiten und Winkel in den einzelnen Ebenen über der Laufradbreite sind. Der Druck am Laufradaustritt wurde, wie bisher, nur durch Anbohrung des Gehäusedeckels und die Temperatur mit dem fünffachen Thermoelement bestimmt. Von 2 zu 2 mm wurden die Messungen durchgeführt. Schon beim ersten Versuch zeigte sich, daß die Staudrücke bis zu 13 % voneinander verschieden waren, die Winkel bis zu 4° voneinander abwichen. Auch weitere Versuche bei anderen Fördermengen ergaben etwa das gleiche Bild, so daß anzunehmen war, daß auch der statische Druck über der Laufradbreite nicht konstant und daher seine Messung an mehreren Stellen der Laufradbreite unbedingt erforderlich war. Beim Messen des statischen Druckes im Innern eines Gasstromes ist es unvermeidbar, daß durch Einführung des Meßgerätes die Strömung gestört wird. Da die Strömungsrichtung sich von Meßstelle zu Meßstelle änderte, so kam als einziges Gerät die Sersche Scheibe[2]) in Frage, die über der Laufradbreite verschiebbar eingebaut wurde.

Nach dem Einbau des verschiebbaren Druckmeßgerätes wurden auch tatsächlich verschiedene Drücke festgestellt, und zwar mit steigender Tendenz von der Radscheibe nach der Deckscheibe hin, so daß also durch Anbohrung des Deckels ein zu hoher Druck gemessen wurde. Schließlich wurde noch das Temperaturmeßgerät verschiebbar angeordnet. Auf ein mehrfach hintereinandergeschaltetes Thermoelement konnte verzichtet werden, da die Genauigkeit eines einfachen für die Bestimmung des spezifischen Volumens ausreichend ist.

Interessant war weiter die Feststellung, daß bei kleiner Fördermenge in der Nähe der Radscheibe der Winkelmesser 0° anzeigte, woraus gefolgert wurde, daß an dieser Stelle keine Luft aus dem Rade austritt, in der Nähe der Radscheibe also nichts gefördert wird. Die geförderte Luft strömt in der Hauptsache an der Deckscheibe entlang. Mithin war anzunehmen, daß bei hohen Fördermengen nicht nur verschiedene Geschwindigkeiten auftreten, sondern auch die Mengenverteilung über der Laufradbreite nicht gleich ist; eine Annahme, die durch den Versuch bestätigt wurde.

Wenn aber in den einzelnen Ebenen senkrecht zur Welle verschiedene Geschwindigkeiten herrschen, kann von einem einheitlichen Austrittsdreieck nicht die Rede sein. Es läßt sich zwar ein mittleres h'_u angeben, aber es fragt sich, ob dieses oder das unter Annahme unendlicher Schaufelzahl errechnete für die Ermittlung von ψ zugrunde zu legen ist. Es ist leicht einzusehen, daß nur das letztere in Frage kommt, denn das mittlere gemessene Austrittsdreieck ist auch nur ein gedachtes und, abgesehen von dem Grad der Genauigkeit, auf die noch bei der Besprechung der Versuchsergebnisse eingegangen wird, für die Ermittlung der Querschnitte vollkommen ungeeignet. Das andere dagegen läßt sich mit Hilfe des Schaufelwinkels bei Kenntnis von Fördermenge, Spaltmenge, Druck und Temperatur am Laufradaustritt leicht aufzeichnen. Für den Druck ist dabei das Mittel über der Laufradbreite einzusetzen, während die Bestimmung der Temperatur nur an einer Stelle der Laufradbreite vorzunehmen ist, da, wie die Versuche zeigten, die Temperatur über der Laufradbreite nur in geringen Grenzen schwankt. Aus diesem Austrittsdreieck und dem Eintrittsdreieck, das unter Annahme senkrechten Eintrittes der Luft in das Laufrad aufgezeichnet wurde, erfolgte die Ermittlung der Verlustzahl ψ.

Die nutzbare Fördermenge wurde mit einer Normblende 1930 gemessen, während die Spaltmenge aus Druck und Temperatur vor dem Spalt und dem Druck hinter dem Spalt unter Annahme einer Durchflußzahl α von 0,6 bestimmt wurde.

Durchführung der Hauptversuche

Die Hauptversuche wurden ausgeführt in den Monaten April bis Juni 1933 an zwölf Versuchstagen mit insgesamt zwölf Versuchsreihen bei den Drehzahlen 2970, 2800, 2700, 2600, 2500, 2400, 2300, 2200, 2100 und 2000 U/min. Um einen möglichst großen und bei den einzelnen Drehzahlen gleichen Förderbereich erfassen zu können, war es notwendig, weit über die normale Fördermenge hinauszugehen. Die Grenzen lagen einmal in der Charakteristik des Gebläses und zweitens in der Stärke des Antriebsmotors begründet. Da der Motor nur 50 kW leistete, entsprechend einer Fördermenge von 7200 m³/h bei 2970 U/min, war es unmöglich, bei hohen Drehzahlen mit hohen Fördermengen zu fahren. Für die Auswertung der Versuchsergebnisse kam daher nur der Drehzahlbereich von 2000 bis 2700 U/min in Frage. Bei jeder Versuchsreihe wurde unter Konstanthaltung der Drehzahl mit acht bis zwölf verschiedenen Fördermengen gearbeitet, aber nur bei den letzten vier oder fünf Versuchen jeder Versuchsreihe wurden Geschwindigkeits- und Winkelmessungen vorgenommen.

[2]) Vgl. Prandtl-Tietjens, II (1931), S. 240.

Abb. 6

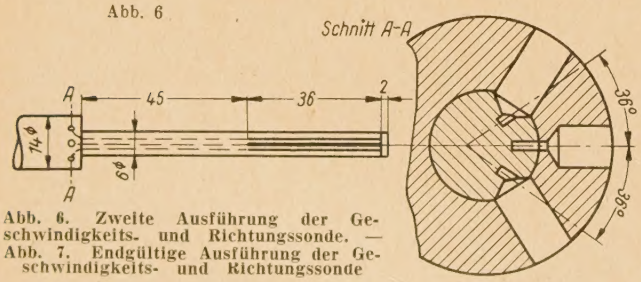

Abb. 7

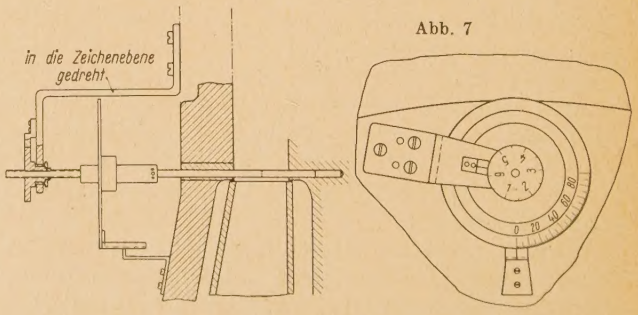

Abb. 6. Zweite Ausführung der Geschwindigkeits- und Richtungssonde. — Abb. 7. Endgültige Ausführung der Geschwindigkeits- und Richtungssonde

Auswertung der Hauptversuche

a) Das Austrittsdreieck. In **Abb. 8** und **9** sind die Werte $tg\ \beta_2^{\times}$, P_{2u}'' und $c_2''^{\times}$ für je vier Versuche der Drehzahlen $n = 2500$ U/min und $n = 2100$ U/min über der Laufradbreite aufgetragen. Die Größen mit dem Zeichen $^{\times}$ stellen die aus den Messungen ermittelten Werte dar. Da die Messungen in der Nähe der Radscheibe infolge Störung der Strömung durch das Meßgerät unsicher erscheinen, sind die Kurven an diesen Stellen gestrichelt eingezeichnet. Die Horizontalen durch die Kurven $c_2''^{\times}$ stellen den Wert dar, der sich aus Fördermenge, Spaltmenge und aus dem Schaufelwinkel ergibt, während der Klammerwert das Mittel aus den Messungen bedeutet.

Findet eine Ablösung statt, wie sich aus dem Verlauf von $tg\ \beta_2^{\times}$ einwandfrei ergibt, so muß $c_2''^{\times} > c_2''$ sein und nicht umgekehrt, wie es hier der Fall ist. Diese Unstimmigkeit findet ihre Erklärung in folgendem: Einmal wird durch die Sondenmessung die Spaltmenge nicht erfaßt, und dann entspricht der gemessene Staudruck nicht dem der maximalen Geschwindigkeit, da die von der Sonde gemessene Geschwindigkeit infolge der Ablösung sich periodisch in der Frequenz des Schaufeldurchganges ändert. Selbst bei gleicher Höchstgeschwindigkeit kann die Staudruckanzeige verschieden sein, je nachdem wie groß das Verhältnis vom ausgefüllten zum nichtausgefüllten Querschnitt am Umfang des Laufrades ist. Leider ist dieses Verhältnis mit der hier benutzten Meßeinrichtung nicht feststellbar. Um einen Ueberblick über diese Abhängigkeit zu bekommen, wurde die Sonde noch einmal vor dem zur Eichung benutzten Schlitz angebracht, und zwischen Schlitz und Sonde wurden Blenden mit verschiedenen Drehzahlen bewegt, um die Verhältnisse, wie sie am Laufradaustritt auftreten, einigermaßen nachzuahmen. Dabei konnte festgestellt werden, daß die Druckanzeige von dem Verhältnis des ausgefüllten Querschnittes zum nichtausgefüllten stark abhängig ist, während die Drehzahl nur einen geringen Einfluß hat. Die Abweichung von der Höchstgeschwindigkeit betrug etwa 10 bis 30 m/sek.

Wenn also die wahre Geschwindigkeit am Laufradaustritt nicht gemessen werden kann, so ist auch die Bestimmung der Temperatur am Laufradaustritt mit einem Fehler behaftet, da die durch den Stau am Thermoelement hervorgerufene Temperaturerhöhung in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit ermittelt wurde. Mithin ist auch, um auf die Ausführungen von S. 2 zurückzukommen, eine genaue Bestimmung von $t_2 - t_1$ nicht möglich.

Daraus folgt, daß die in **Abb. 8** und **9** aufgetragenen Werte $tg\ \beta_2^{\times}$ und $c_2''^{\times}$ nicht den wahren entsprechen. Das eine kann aber gesagt werden, daß bei gleichen Erscheinungen am Laufradaustritt die in der Bestimmung von $c_2''^{\times}$ gemachten Fehler dieselben sind und daher ein Vergleich der Kurven von $tg\ \beta_2^{\times}$ und $c_2''^{\times}$ bei verschiedenen Drehzahlen möglich ist. Aus den Kurven geht hervor, daß der Verlauf von $tg\ \beta_2^{\times}$ für 2500 U/min sich bei 2100 U/min wiederholt, nur mit dem Unterschied, daß die zugehörigen Fördermengen größer sind. Der Verlauf von $tg\ \beta_2^{\times}$ hängt mithin von der Drehzahl und der Fördermenge ab. Bei der nun folgenden Betrachtung über die Verlustzahl ψ soll diese Abhängigkeit geklärt werden.

b) Die Verlustzahl ψ. **Abb. 10** zeigt den Druck P_2 am Laufradaustritt in Abhängigkeit von der Fördermenge für die Drehzahlen 2000 bis 2700 U/min. Die einzelnen Punkte stellen den Mittelwert über der Laufradbreite dar. An den verschiedenen Abständen der einzelnen Kurven ist deutlich der Einfluß zu sehen, den der Ansaugzustand auf den erreichbaren Druck ausübt. Er soll kurz an den Versuchsreihen $n = 2600$ und $n = 2700$ erläutert werden, da der Abstand dieser beiden Kurven am größten ist.

Wie schon erwähnt, wurde an jedem Versuchstage nur eine Versuchsreihe durchgeführt, so daß der Barometerstand und die Ansaugtemperatur nicht immer gleich waren. Bei der Reihe $n = 2600$ waren $B_0 = 10\,150$ kg/m² und t_1 im Mittel 28,5 °, bei der Reihe $n = 2700$ $B_0 = 10\,240$ kg/m² und t_1 im Mittel 25,5 °. Der große Abstand ist also einmal dadurch bedingt, daß bei der Reihe $n = 2700$ der Barometerstand größer war als bei der Reihe $n = 2600$, und zweitens wird bei letzterer infolge höherer Ansaug-

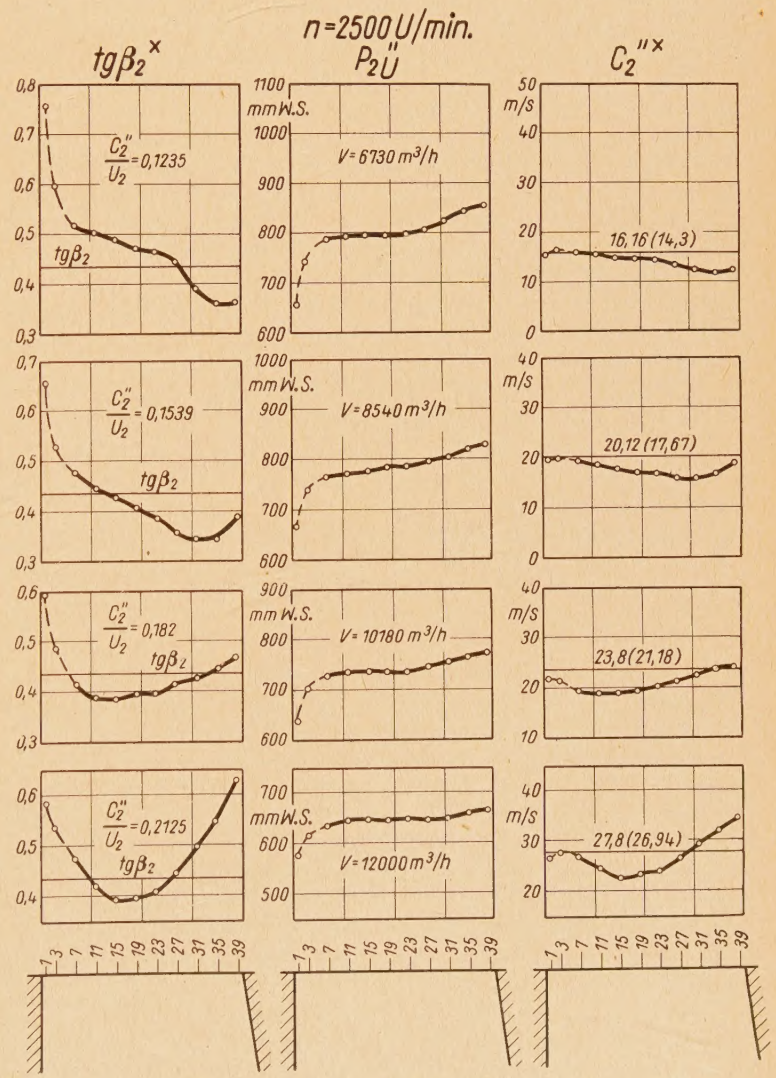

Abb. 8. Verlauf von $tg\ \beta_2^{\times}$, P_{2u}'' und $c_2''^{\times}$ über der Laufradbreite bei $n = 2500$ U/min

temperatur von 28,5 ° ein kleinerer Druck erreicht als bei der gleichen Temperatur von 25,5 °, da die Kurven konstanten Druckes im IS-Diagramm mit wachsender Entropie divergieren.

Aus diesen Drücken, den zugehörigen Barometerständen und Ansaugtemperaturen wurden die im Laufrad verarbeiteten adiabatischen Gefälle h' errechnet **(Abb. 11)**.

Es ist:

$$h' = c_p T_1 \left[\left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right].$$

In **Abb. 12** sind die unter Annahme unendlicher Schaufelzahl ermittelten Laufradgefälle am Radumfang h'_u in Abhängigkeit von der Fördermenge aufgezeichnet. Die Kurven $h'_u = f(V)_{n = \text{konst}}$ sind keine Geraden, was sich leicht nachweisen läßt.

Es ist

$$h'_u = \frac{A}{2g} [u_2^2 - u_1^2 + w_1^2 - w_2^2],$$

$$w_1^2 = u_1^2 + c_1''^2 \quad c_1'' = c_1,$$

$$c_1''^2 = \frac{V_1^2}{F_1^2} \quad w_1^2 = u_1^2 + \frac{V_1^2}{F_1^2},$$

$$w_2 = \frac{c_2''}{\sin \beta_2} \quad c_2'' = \frac{V_2}{F_2} \quad w_2^2 = \frac{V_2^2}{F_2^2 \sin \beta_2^2},$$

$$h'_u = \frac{A}{2g} \left[u_2^2 - V_2^2 \left(\frac{v_1^2}{v_2^2 F_1^2} - \frac{1}{F_2^2 \sin \beta_2^2} \right) \right].$$

Das Gefälle h'_u hängt mithin vom Quadrat der Fördermenge ab.

Aus den Kurven $h' = f(V)$ und $h'_u = f(V)$ lassen sich nun die Verlustzahlen ψ wie folgt ermitteln. Die Differenz $h' - h$ liefert AV', den Laufradverlust. Es ist

$$AV' = \frac{A}{2g} w_2^2 \left(\frac{1}{\psi^2} - 1 \right)$$

und

$$\psi = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{AV'}{\frac{A}{2g} w_2^2}}}.$$

Da sich bei der Ermittlung der Verlustzahl im Laufrad einer Dampfturbine eine Abhängigkeit von der Reynoldsschen Zahl R_e herausgestellt hatte, so wurden auch hier die Verlustzahlen ψ zunächst in Abhängigkeit von R_e aufgezeichnet **(Abb. 13)**. R_e bezieht sich dabei auf die Größen am Laufradaustritt.

$$R_e = \frac{w \cdot D \cdot \gamma_2}{g \cdot \eta}.$$

Hierin wurden eingesetzt:

für die Geschwindigkeit w: die radiale Austrittsgeschwindigkeit c_2'';

für die Länge D: der hydraulische Radius

$$r = \frac{F_2}{U}.$$

Die Darstellung von ψ zeigt zwar eine Abhängigkeit von R_e, aber es ergeben sich für die einzelnen Drehzahlen verschiedene ψ-Kurven. Daraus folgt, daß neben der Reibung andere Einflüsse ausschlaggebend sind, und zwar liegt die Vermutung nahe, daß es die Ablösungserscheinungen sind, die sich auf die Größe der Verlustzahl auswirken. Gelingt es also, eine Größe zu finden, bei der die gleichen Ablösungserscheinungen auftreten, so müssen sich die ψ-Kurven der einzelnen Drehzahlen zu einer einzigen ψ-Kurve vereinigen lassen. So, wie sich bei dem Verlauf von $tg\ \beta_2^{\times}$ über der Laufradbreite gezeigt hatte **(Abb. 8 und 9)**, daß sich die gleichen Bilder bei höheren Drehzahlen und höheren Fördermengen wiederholen, wiederholen sich auch hier die gleichen Verlustzahlen bei höherer Drehzahl und Fördermenge. Mithin ist die weitere Annahme berechtigt, daß auch der Wirkungsgrad in der Hauptsache von den Ablösungserscheinungen abhängt. Bei gleichem Wirkungsgrad besteht aber folgende Beziehung:

$$\frac{V_x}{V} = \frac{n_x}{n} \quad \frac{V_x}{V} = \frac{c''_{2x}}{c''_2} \quad \frac{n_x}{n} = \frac{u_{2x}}{u_2}.$$

Daraus folgt:

$$\frac{c''_{2x}}{c''_2} = \frac{u_{2x}}{u_2}$$

oder

$$\frac{c''_2}{u_2} = \frac{c''_{2x}}{u_{2x}},$$

d. h., bei ein und demselben $\frac{c''_2}{u_2}$ müssen der Verlauf von $tg\ \beta_2^{\times}$ über der Laufradbreite, die Wirkungsgrade und die Verlustzahlen gleich sein, wenn die hier gemachten Annahmen richtig sind.

In **Abb. 8 und 9** sind die Werte $\frac{c''_2}{u_2}$ für die einzelnen Versuche unter den Kurven von $tg\ \beta_2^{\times}$ eingetragen, und man erkennt, daß diese Werte für die Form der Kurven maßgebend sind.

Abb. 14 zeigt die Verlustzahl ψ in Abhängigkeit von $\frac{c''_2}{u_2}$, woraus eindeutig hervorgeht, daß die gemachten Annahmen zutreffen. Ein weiterer Beweis dafür ist die Kurve $\eta'_{iu} = \frac{h'}{h'_u} = f\left(\frac{c''_2}{u_2}\right)$ **(Abb. 15)**, wo ebenfalls alle Versuchspunkte eine einzige Kurve bilden.

Der Vorteil dieser Größe $\frac{c''_2}{u_2}$, die den Wert einer Kenngröße hat, besteht nun darin, daß sich die für ein Laufrad wichtigen Größen wie η'_{iu} und ψ einfach darstellen und sehr gut mit den Ergebnissen anderer noch zu untersuchender Laufräder vergleichen lassen.

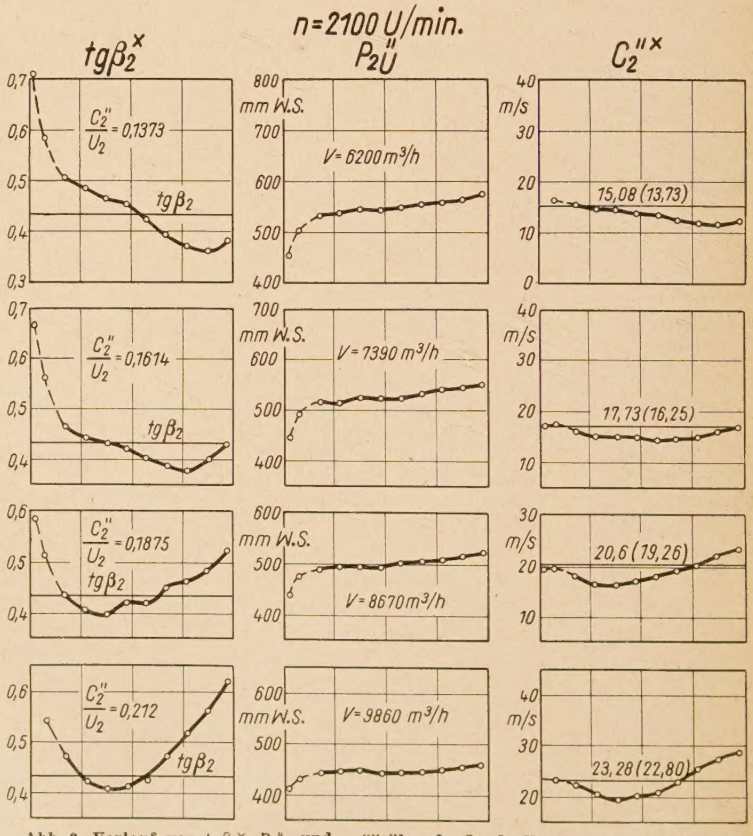

Abb. 9. Verlauf von $tg\beta_2^{\times}$, P_{2u} und $c_2''^{\times}$ über der Laufradbreite bei $n = 2100$ U/min

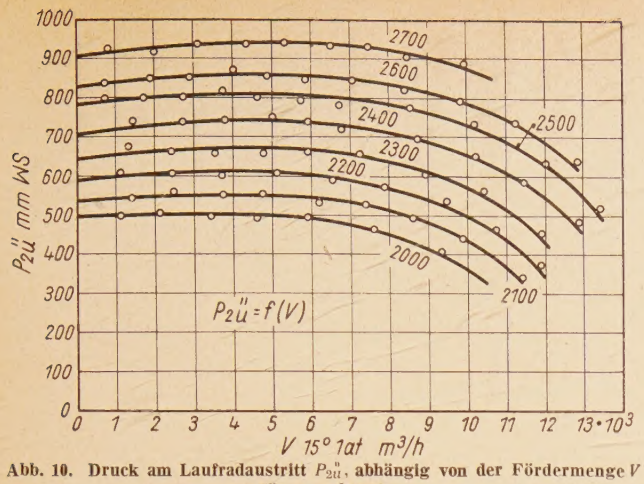

Abb. 10. Druck am Laufradaustritt P_{2u}'', abhängig von der Fördermenge V für n = konst

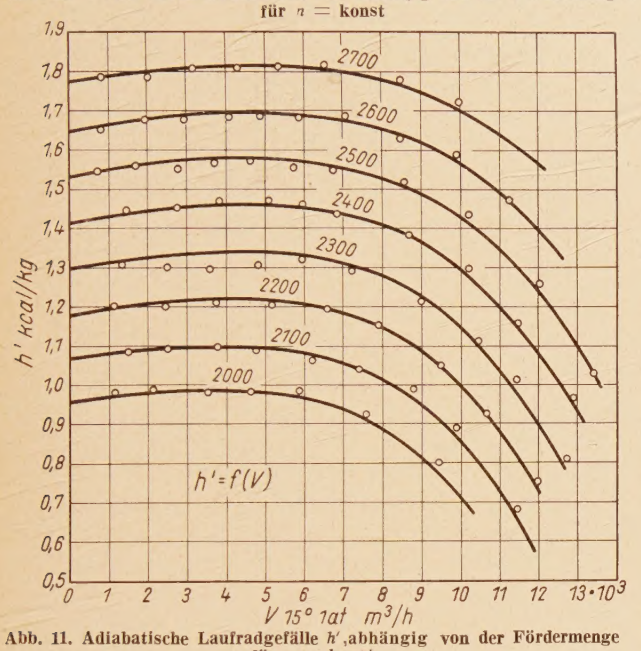

Abb. 11. Adiabatische Laufradgefälle h', abhängig von der Fördermenge für n = konst

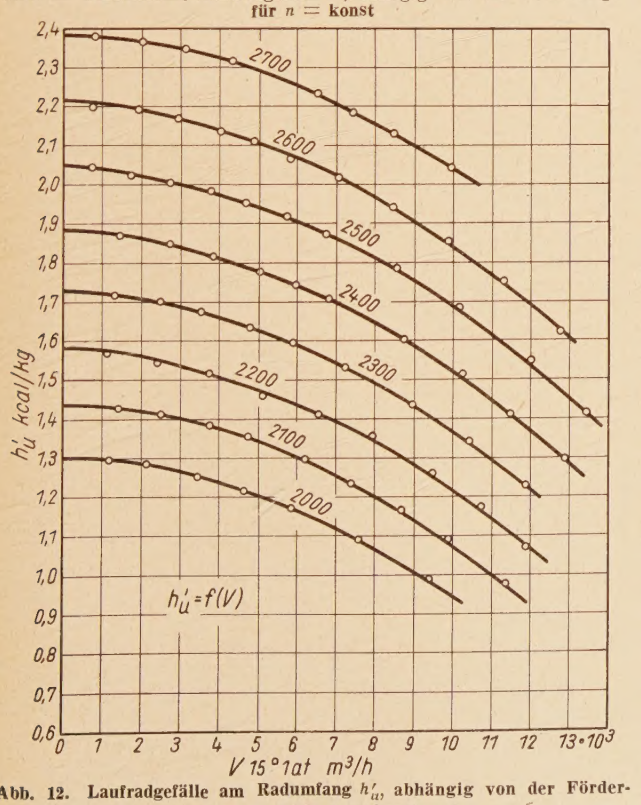

Abb. 12. Laufradgefälle am Radumfang h_u', abhängig von der Fördermenge V für n = konst

Vergleich der Ergebnisse mit den theoretischen Arbeiten

Ueber die Ablösungserscheinungen, die bei endlicher Schaufelzahl auftreten, ist schon viel geschrieben worden. Hervorzuheben sind vor allem die Arbeiten von Kucharski, Eck, Spannhacke, Sörensen und Schulz, die auf theoretischem Wege versucht haben, Einblick in die Strömungsverhältnisse im Laufrad zu gewinnen. Was praktische Versuche zur Klärung dieser Fragen anbetrifft, so veröffentlicht Carrard in „La Technique Moderne" 1923 das Ergebnis von umfangreichen Versuchen, die bei Brown, Boveri & Cie. gemacht wurden, und bringt diese mit der von ihm aufgestellten Theorie, auf die hier nicht eingegangen werden soll, in Einklang.

Mit Hilfe kleiner Rohre zur Messung von statischem Druck und Staudruck, die parallel zur Achse des Rades an verschiedenen Stellen des Kanals verteilt waren, wurde die Geschwindigkeitsverteilung im Laufrad ermittelt. Leider ist weder aus dem Bericht noch aus der in dem genannten Aufsatz abgebildeten Skizze zu ersehen, wie die Messungen erfolgten, da nicht nur die Größe der Geschwindigkeit, sondern auch die Richtung bestimmt wurde. Außerdem ist nichts darüber gesagt, wie die Ermittlung der Temperatur erfolgte, die unbedingt nötig ist und gerade bei schnellströmenden Gasen große Schwierigkeiten bereitet. Jedenfalls sind die beiden Bemerkungen: „Ces tubes ont été préalablement étalonnés dans les conditions semblables à celles des essais" und „Des mesures préallables ont été nécessaires pour déterminer où et dans quel sens il fallait placer les tubes pour avoir une image aussi fidèle que possible de la répartition du fluide dans les canaux", vollkommen unzulänglich, um feststellen zu können, ob die gemachten Messungen einwandfrei sind oder nicht. Diese Messungen bringt Carrard in Uebereinstimmung mit seiner Theorie und kommt dabei zu dem Ergebnis, daß infolge der Ausbildung von neutralen Zonen der Luftstrahl sich von der Wand ablöst und unter kleinerem als dem Schaufelwinkel das Laufrad verläßt, woraus sich eine Verkleinerung der Leistungsaufnahme ergibt.

Dieses Ergebnis steht nun zu der in der vorliegenden Arbeit gemachten Feststellung, daß die Luft mit einem größeren Winkel als β_2 das Laufrad verläßt, im Widerspruch und soll an Hand der **Abb. 16**, die dem Aufsatz von Carrard entnommen ist, kurz betrachtet werden.

In **Abb. 16** geben die gestrichelten Linien die Flüssigkeitsfäden in einem Schnitt parallel zur Radscheibe eines untersuchten Laufrades von 550 mm Außendurchmesser bei 4850 U/min und großer Fördermenge wieder, wie sie sich mit Hilfe des aufgenommenen Geschwindigkeitsfeldes

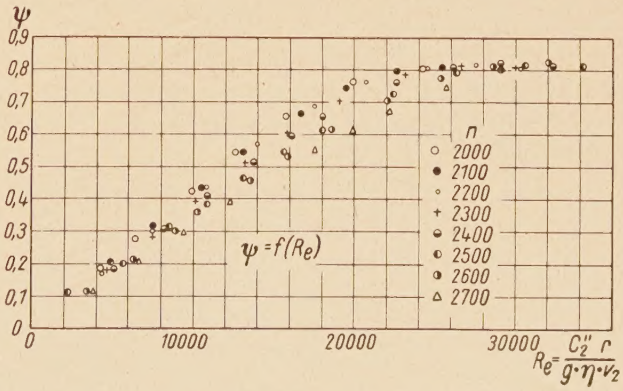

Abb. 13. Laufschaufelverlustzahl ψ, abhängig von der Reynoldsschen Zahl $R_e=\frac{c_2''\cdot r}{g\cdot\eta\cdot v_2}$

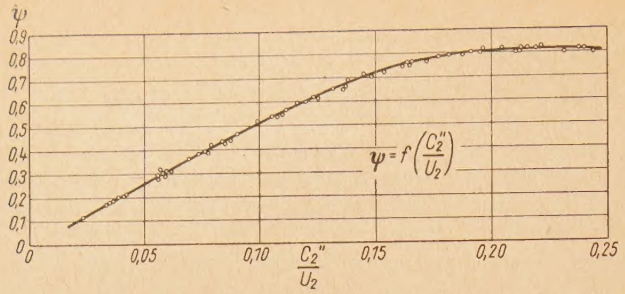

Abb. 14. Laufschaufelverlustzahl ψ, abhängig von $\frac{c_2''}{u_2}$

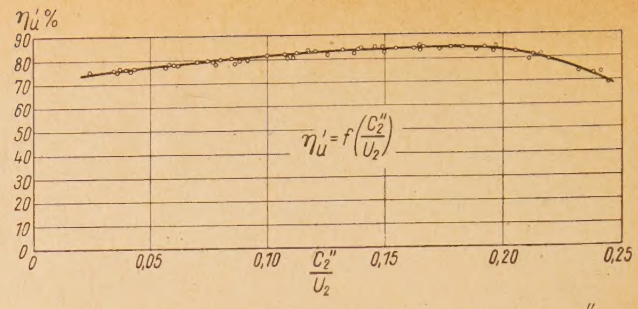

Abb. 15. Laufrad-Umfangswirkungsgrad η_u', abhängig von $\frac{c_2''}{u_2}$

bestimmen lassen. Die ausgezogenen Linien stellen die aus der Theorie ermittelten Kurven dar. Während beim Eintritt ins Laufrad eine gute Uebereinstimmung vorhanden ist, lassen die gestrichelten Linien am Austritt auf einen Austrittswinkel schließen, der größer ist als der Schaufelwinkel, womit eine Vergrößerung der Leistungsaufnahme verbunden ist. Aehnlich liegen die Verhältnisse bei kleiner Fördermenge, nur mit dem Unterschied, daß die Ablösung auf der Rückseite eintritt. Bei normaler Fördermenge dagegen wird auch am Austritt eine gute Uebereinstimmung erreicht.

In **Abb. 17** stellt der Linienzug *b—b* die mit Hilfe der Theorie errechnete Kurve dar. Die Punkte Δ wurden mit einem Pitot-Rohr bestimmt, das 5 mm vom Laufradaustritt angeordnet war. Die Messung erfolgte also ähnlich wie in der vorliegenden Arbeit. Abgesehen von den Knicken in dem Linienzug *b—b*, die unbegründet sind, fällt auf, daß die Punkte Δ sehr nahe an die Kurve *b—b* herankommen. Wenn man in Betracht zieht, daß die Untersuchung nur in einer Ebene durchgeführt wurde, so besteht zwar die Möglichkeit, daß in dieser tatsächlich der relative Austrittswinkel etwas kleiner ist als der Schaufelwinkel (vgl. **Abb. 8** und **9**). Da aber andererseits an dieser Stelle auch die radiale Austrittsgeschwindigkeit kleiner ist als die, die sich aus der Fördermenge errechnen läßt, so dürfte eine Leistungsverminderung von 23 %, wie sie sich aus **Abb. 17** bei 1,4 m³/sek ergibt, zu hoch sein. Der Winkel β_2 müßte schon sehr klein sein, um eine derartige Abnahme zu rechtfertigen. Bei kleinerer Fördermenge ist die Verminderung der Leistungsaufnahme sogar noch größer.

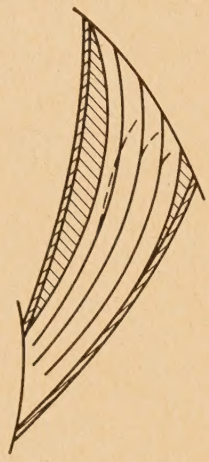

Abb. 16. Flüssigkeitsfäden in einem Schnitt parallel zur Radscheibe eines Laufrades nach Carrard

Tritt nun eine Verkleinerung der Leistungsaufnahme ein, so muß auch h_u' kleiner sein als bei unendlicher Schaufelzahl. Damit wird aber der Laufradwirkungsgrad η_u' größer. Da anderseits nicht einzusehen ist, warum infolge von Ablösungserscheinungen, womit Verluste verbunden sind, der Wirkungsgrad besser werden soll, so dürfte die in dieser Arbeit gemachte Feststellung eher der Wirklichkeit entsprechen.

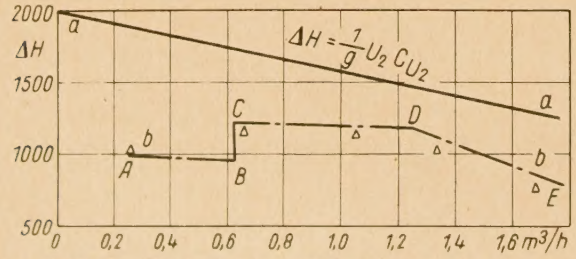

Abb. 17. Ergebnis der Untersuchung von Carrard

Zusammenfassung

Die vorliegende Untersuchung handelt in der Hauptsache von der Ermittlung der Verluste im Laufrad eines Turbokompressors. Mittels einer eigens für die Versuche entworfenen Meßeinrichtung wurden am Laufradaustritt Winkel- und Geschwindigkeitsmessungen über der Laufradbreite vorgenommen, die wichtige Schlüsse auf die Größe und Abhängigkeit der Verlustzahl ψ zuließen. Ferner wurde dabei festgestellt, daß im Gegensatz zu den bisherigen theoretischen Untersuchungen infolge der Ablösungserscheinungen keine Verminderung der Leistungsaufnahme stattfindet, sondern eine Vermehrung. Durch Bestimmung von Druck und Temperatur am Laufradaustritt war es möglich, das unter Annahme unendlicher Schaufelzahl ermittelte Gefälle am Radumfang in das des Laufrades und des Diffusors zu zerlegen und damit die Laufradverluste summarisch zu erfassen. Für die daraus ermittelten Verlustzahlen ψ wurde in der Größe $\frac{c_2''}{u_2}$ eine allgemeine Abhängigkeit gefunden. Im weiteren Verlauf der Auswertung der Versuchsergebnisse zeigte sich, daß auch andere Werte, wie z. B. der Wirkungsgrad für alle Fördermengen und Drehzahlen, in Abhängigkeit von $\frac{c_2''}{u_2}$ aufgetragen, eine einzige Kurve bilden. Die Bedeutung der Größe $\frac{c_2''}{u_2}$ beruht nun darauf, daß sich die Verlustzahlen und Wirkungsgrade verschiedener Laufräder sehr leicht miteinander vergleichen lassen.

Diese Arbeit ist nur der Anfang einer Reihe von Untersuchungen, denen es vorbehalten bleiben muß, vor allem den Einfluß von Schaufelzahl und Schaufelwinkel auf die Verluste zu erforschen, um damit dem Konstrukteur Hilfsmittel für den Entwurf in die Hand geben zu können.

Literaturverzeichnis

Baer, Dampfturbinen und Turbokompressoren; Berlin 1924.

Baer, Wirkungsgrad und Beschaufelung von Gebläsen und Turbokompressoren; Z. VDI, 1916.

Carrard, Sur le calcul des roues centrifugues; La Technique Moderne, Bd. XV (1923).

Eck-Kearton, Turbogebläse und -kompressoren; Berlin 1929.

Faltin, Erforschung der Verluste von Dampfturbinenbeschaufelungen; Wärme, Jg. 56 (1933).

Keinath, Elektrische Temperaturmeßgeräte; 1925.

Knoblauch-Hencky, Anleitung zur genauen technischen Temperaturmessung; 1926.

Kumbruch, Messung strömender Luft mittels Staugeräte; Forschungsarbeiten VDI, 1921, Heft 240.

Müller, Ueber die Ermittlung des Temperaturverlaufes von schnellströmenden Gasen und Dämpfen in einer Laval-Düse; Berlin 1919. Dissertation.

Nusselt, Die Umsetzung der Energie in der Laval-Düse; Zeitschr. f. d. ges. Turbinenwesen, 1916.

Pfleiderer, Die Kreiselpumpen; Berlin, J. Springer.

Poensgen, Forschungsarbeit VDI, 1917, Heft 191/92, S. 49 (Eichung von Thermoelementen).

Prandtl-Tietjens, Hydro- und Aerodynamik, Bd. 2; Berlin 1930.

Stodola, Dampf- und Gasturbinen; 5. Aufl.; Berlin 1922

Lebenslauf.

Am 11. Juni 1902 wurde ich als Sohn des damaligen Ober-Telegraphen-Assistenten Paul Niederschuh in Breslau geboren. Vom 7. Lebensjahre ab besuchte ich die evangelische Volksschule 15 zu Breslau. Umgeschult in die Bender-Oberrealschule in Breslau erhielt ich 1920 die Reife für Obersekunda. Nach zweijähriger praktischer Tätigkeit im Eisenwerk Gustav Trelenberg in Breslau widmete ich mich von 1922 bis 1925 auf der Staatlichen Akademie für Technik in Chemnitz dem Maschinenbaustudium, das ich im Sommer 1925 mit dem Reifezeugnis abschloss. Von 1925 bis 1929 studierte ich an der Technischen Hochschule Breslau Maschinenbau und bestand die Diplom-Hauptprüfung mit Auszeichnung. Seit 15. Januar 1929 bin ich Assistent am Maschinenlaboratorium der Technischen Hochschule in Breslau.